

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
Természettudományi és Informatikai Kar
Optika és Kvantumelektronikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

**Nagy tömegű csillagok modellezése és
szupernóva-robbanásaik vizsgálata**

Készítette: Erdei Elvira Szilvia
Csillagász MSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Vinkó József
egyetemi docens

Belső konzulens: Nagy Andrea

Szeged

2016

Tartalmi összefoglaló

A szupernóvák a kataklizmikus változócsillagok csoportjába tartoznak. Ezek az objektumok alapvetően két eltérő módon jöhetnek létre. Munkám során ezek közül azon szupernóva-robbanásokat elemeztem, amelyek nagy tömegű csillagok összeomlásakor keletkeztek. Diplomamunkámban megvizsgáltam az ilyen típusú progenitorok tömegvesztését befolyásoló fizikai paramétereket, és tanulmányoztam a belőlük kialakuló szupernóva-robbanások fénygörbéjét is. Ehhez az analízishez a MESA, illetve az SNEC programokat használtam fel úgy, hogy a kollapszár szupernóvák fénygörbéinek előállításánál a progenitor és a robbanás fizikai tulajdonságait is figyelembe vettem.

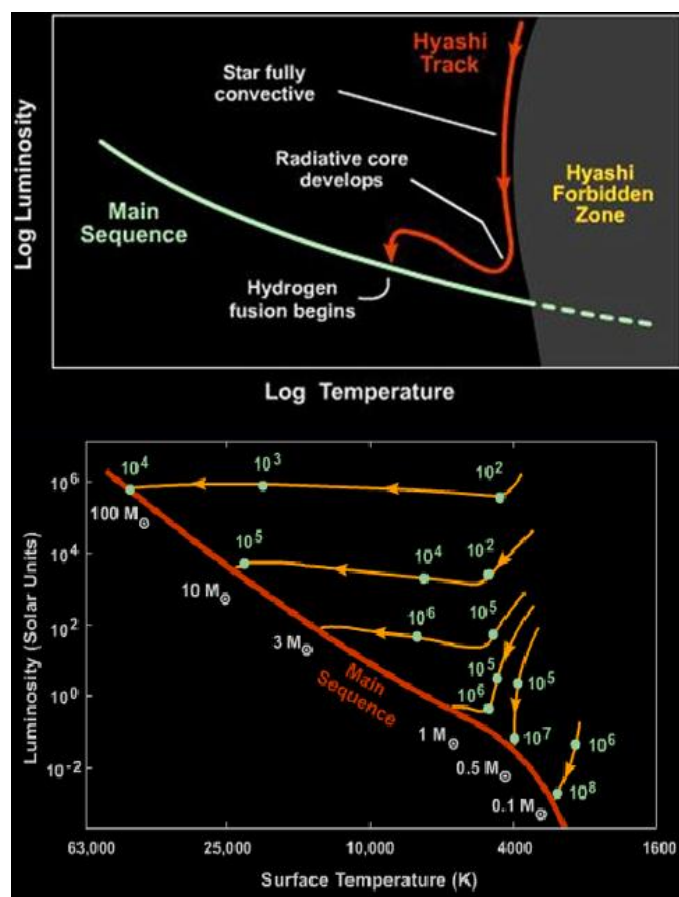
Dolgozatom első felében ismertetem a nagy tömegű csillagok fejlődésének elméleti hátterét és a szupernóva-robbanások osztályozását, valamint rövid leírást adok a MESA és az SNEC programokról. Diplomamunkám másik felében részletezem az elért eredményeket és azok lehetséges asztrofizikai magyarázatát. Végül pedig összegzem az ezekből nyert információkat.

Tartalomjegyzék

1. Nagy tömegű csillagok fejlődése	3
2. Szupernóvák osztályozása.....	8
2.1. I-es típusú szupernóvák.....	9
2.2. II-es típusú szupernóvák	10
2.2.3. II-es típusú szupernóvák fényváltozása.....	10
3. Felhasznált programok	13
3.1. MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics)	13
3.2. SNEC (SuperNova Explosion Code).....	15
4. Eredmények.....	17
4.1. Csillagmodellek	17
4.2. SNEC adatok és szupernóva fénygörbék.....	22
Összefoglalás.....	26
Irodalomjegyzék.....	27
Nyilatkozat.....	28
Köszönetnyilvánítás	29

1. Nagy tömegű csillagok fejlődése

A csillagok szülő objektumainak számító protocsillagok molekulafelhők gravitációs összehúzódása során jönnek létre. Az így kialakuló csillagkezdeményben nem zajlik fúziós energiatermelés, a luminozítás teljes egészében a gravitációs összehúzódás következtében jön létre. Mivel a luminozítás ebben a fázisban tipikusan elég nagy, ezért a csillagkezdemény belsejében az energiáttranszport csak konvekcióval történhet. A konvekció miatt a hőmérséklet növekedésével a luminozítás meredeken csökkenni fog [1]. Ezért a protocsillag a Hertzsprung-Russell diagramon (HRD) a kisebb luminozítások felé, az ún. Hayashi-vonal mentén halad (1. ábra).



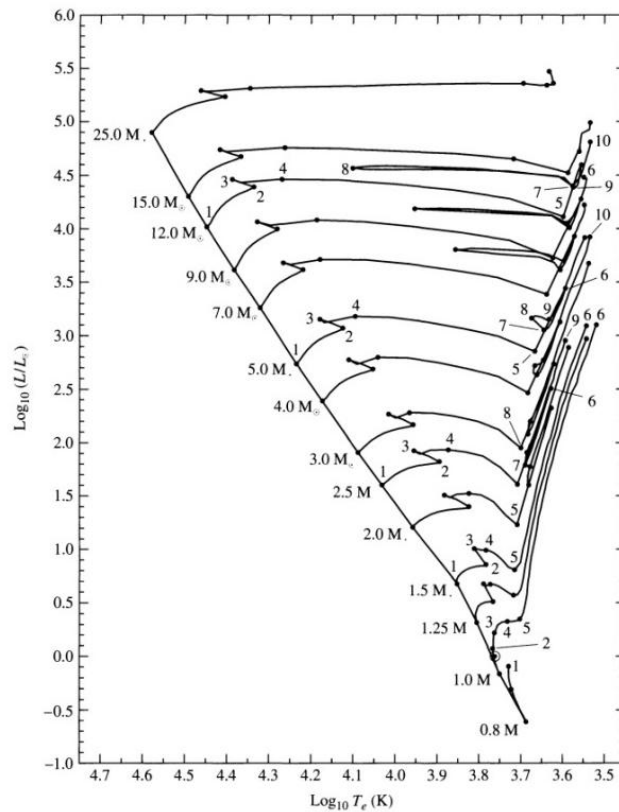
1. ábra Különböző tömegű csillagok fejlődése a fősorozat elérése előtt.
(forrás: www.cfa.harvard.edu)

Amikor a protocsillagban a hőmérséklet meghaladja a 10⁵ K-t, az atomok és molekulák teljesen ionizálódnak, aminek következtében a protocsillag opacitása csökken. A konvektív energiaterjedést ekkor felváltja a radiatív energiáttranszport, aminek következtében a hőmérséklet növekedésével együtt a luminozítás is növekedni fog [1].

Ezt követően a protocsillag az effektív hőmérsékletét és a luminozitását növelve eléri a fősorozatot (main sequence, MS). Ez a fejlődési szakasz teszi ki minden csillag élettartamának zömét. A fősorozati csillagok közös jellemzője, hogy magjukban az energiatermelést a hidrogén fúziója biztosítja. Ez a folyamat a csillag tömegétől függően alapvetően két módon, vagy a proton-proton, vagy a CNO ciklus segítségével mehet végbe. A $\sim 8 M_{\odot}$ tömegnél nagyobb kezdeti tömeggel rendelkező csillagok esetén a magban elsősorban a CNO-ciklus segítségével megy végbe a hidrogén-hélium fúzió. Mivel ezeknél a csillagoknál a centrális hőmérséklet sokkal nagyobb, mint kis tömegű társaiknál, ezért a CNO-ciklus lesz a domináns fúziós folyamat, amelynek energiatermelési rátája jóval nagyobb magas hőmérsékleteken, mint a p-p ciklusé. Mivel a hidrosztatikai egyensúly fenntartásához a nagy tömegű csillagoknak egységnyi idő alatt több hidrogén atomot kell héliummá alakítaniuk, mint a kis tömegű csillagoknak, ezért ezek az objektumok hamar elhasználják hidrogénkészletüket. A $H \rightarrow He$ fúzió együtt jár a kémiai összetétel lassú megváltozásával, eközben megnő a magban az átlagos molekulásúly. Az állapotegyenlet $P = \rho \mathcal{R} T / \mu$ (P a csillag nyomása, ρ a sűrűsége, T a hőmérséklete, \mathcal{R} az egyetemes gázállandó, μ az átlagos molekulásúly) értelmében ekkor a sűrűségnek és/vagy a hőmérsékletnek emelkednie kell, hogy továbbra is egyensúlyt tudjon tartani a mag a ránehezülő külső rétegek súlyával. Mind a sűrűség, mind a hőmérséklet lassú növekedésének hatására a csillagmag egyre gyorsuló ütemben égeti el a hidrogént.

Nagy tömegű csillagok esetén a fősorozaton keletkező luminozitás olyan nagy, hogy az energiaterjedés csak konvektív módon mehet végbe. Azonban $20 M_{\odot}$ felett a csillagok luminozitása eléri az ún. Eddington-féle határfényességet, ahol a sugárnyomás összemérhetővé válik a gravitációval és ekkor a csillag jelentős tömegvesztésbe kezd. A csillagszél miatt a csillag hőmérséklete csökken, ami a konvekció leállítását eredményezi.

Amikor a magban lecsökken a hidrogén atommagok száma, akkor lecsökken a CNO-ciklus energiatermelése is, és a csillag magja zsugorodni kezd. A felszabaduló gravitációs energia a magot körülvevő héjban annyira felmelegíti az anyagot, hogy ott beindul a hidrogén fúziója. Így a H-héj égésből származó He folyamatosan növeli a mag tömegét, ami ennek következtében lassan egyre inkább összehúzódik és felmelegszik. A mag azonban egy kritikus tömegértéket (Schönberg–Chandrasekhar-határ) elérve már nem tudja kompenzálni a külső burok súlyát, ezért a mag összehúzódása és felmelegedése felgyorsul. Az égítést külső burka kitágul, és ezzel a csillag az óriáságra kerül.

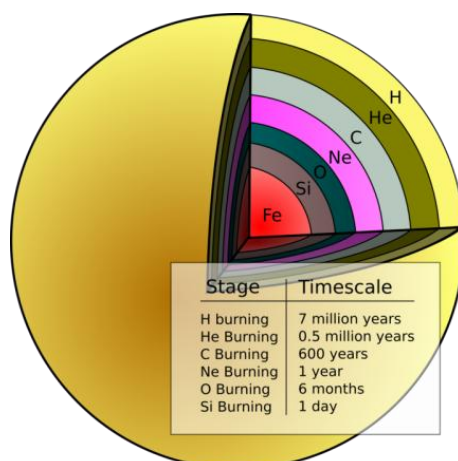


2. ábra Különböző tömegű csillagok fősorozat utáni fejlődési útvonalai a HRD-n
(kezdeti fémtartalom: $X=0.68$, $Y=0.30$ és $Z=0.02$) [2].

Nagy tömegű csillagok esetén azonban a magas hőmérséklet miatt a He-mag még azelőtt elkezd fuzionálni, mielőtt degenerált állapotba kerülhetne. Mivel ezeknél az objektumoknál a csillagmag hőmérséklete akár a milliárd fokot is elérheti, ezért a magban a héliumnál nehezebb elemek (He, C, Ne, O) fúziója is végbemegy. Minden egyes fúziós folyamat beindulásával a csillag egy új egyensúlyi állapotba kerül. Az égítést fejlődése ekkor a HRD-n a kék irány felé tolódik el (kék hurkok) (2. ábra). Két ilyen fúziós állapot között, a mag inaktív állapotban van, összehúzódik és felmelegszik, az égítést külső rétegei pedig jelentős mértékben kitágulnak és lehűlnek. Ekkor a kék hurkokról a csillag ismét az óriáságra jut, majd egy újabb fúziós folyamat révén a csillag ismét egy kék hurokra kerül.

A nehéz elemek fúziója egyre kisebb energiahozamú, ezért a fúziós rátának egyre nagyobbak kell lennie, hogy a csillag fenn tudja tartani az egyensúlyi állapotát. Ennek érdekében a nukleáris tüzelőanyag égetése egyre gyorsabbá válik, ahogy a csillag magjában egyre nagyobb rendszámú elemek fúziója indul meg. Például az utolsó fúziós reakció ($\text{Si} \rightarrow \text{Fe}$) karakterisztikus ideje kb. 2 nap. Ezt követően pedig egy tisztán vasból álló mag jön létre, amelyet egy inhomogén kémiai összetételű burok vesz körül. Ebben az

ún. hagymahéj-szerkezetben (3. ábra) kifelé haladva egyre kisebb és kisebb tömegszámú elemeket tartalmazó rétegeket figyelhetünk meg.



3. ábra A nagy tömegű csillagok fejlődésének végén kialakuló hagymahéj-szerkezet.
(forrás: large.stanford.edu)

A Si→Fe fúzió során kialakult vasmag már nem képes energiát termelni. Az energiatermelés megszűntekor a csillag centrális hőmérséklete csökken, a mag elfajult állapotba kerül. A mag összehúzódása során eléri a fotobomláshoz szükséges hőmérsékletet, melynek következtében a fúzió üzemanyagának a mennyisége nő, az égésterméké pedig csökken. A gamma-fotonok vasatommagokkal történő reakciója során héliumatomok és neutronok keletkeznek, majd a hélium fotonelnyelése további neutronokat és protonokat hoz létre:



Amikor a hőmérséklet és a sűrűség eléri egy kritikus értéket, beindul a neutronizáció, vagyis inverz β -bomlás játszódik le:



ahol protonból és elektronból neutron és elektron-neutrínó keletkezik. A folyamat során a degenerált vasmag nyomását biztosító elektronok eltűnnek, így a mag összeomlik és a felszabaduló gravitációs energia kisugárzódik. A nagy sűrűségű neutrongáz elfajult állapotba kerül, amely képes megállítani a mag összeomlását nem túl nagy tömegű csillag esetén. Ekkor kialakul egy neutroncsillag, amiről a ráhulló anyag visszapattanva összeütközik a még befelé mozgó burokkal. A létrejövő kifelé haladó lökéshullám ledobja

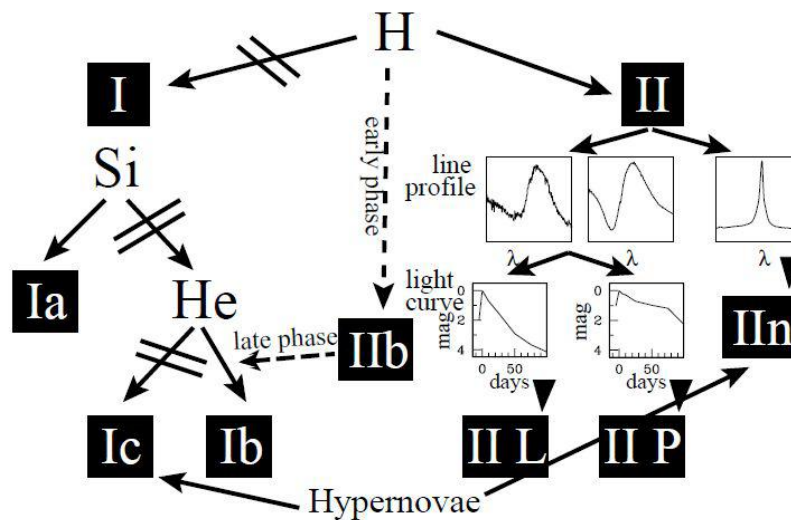
a csillag külső rétegeit. Ezt a folyamatot nevezzük kollapszár-, vagy magösszeomlással keletkező szupernóva robbanásnak.

A csillag kezdeti tömegétől függően a mag összeomlása nem feltétlenül fejeződik be a neutroncsillag kialakulásakor. Ha a főszorozati tömeg kb. $8-20 M_{\odot}$ közé esik, akkor az elfajult neutrongáz egyensúlyt tud tartani a gravitációval, a mag stabilizálódik és megmarad a neutroncsillag. Ha viszont a kezdeti tömeg $20 M_{\odot}$ -nél nagyobb, akkor az összeomlás nem áll meg itt és fekete lyuk jön létre.

2. Szupernóvák osztályozása

A szupernóvák a kataklizmikus változócsillagok csoportjába tartoznak. Ezen objektumok fénygörbéinek közös jellemzője, hogy rövid idő alatt erőteljesen felfényesednek, majd a maximum után lassan elhalványodnak. A fénygörbe leszálló ágának meredekségét a robbanás során szintetizálódó ^{56}Ni mennyisége határozza meg, amely az $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ radioaktív bomlása során keletkező energia révén felfűti a felhő belsejét. Ez az oka annak, hogy például az Ia típusú szupernóvák esetén a leszálló ágon a halványodás üteme kb. 0.01 magnitúdó/nap értékkel válik állandóvá, így akár évekig tanulmányozhatóak ezek a szupernóvák.

A szupernóvák osztályozása a spektrális és a fotometriai tulajdonságaik alapján történik. Ezek az objektumok alapvetően két fő csoportra oszthatóak, attól függően, hogy a spektrumukban megfigyelhetőek-e a hidrogén színképvonalai, vagy sem. Azokat a szupernóvákat, amelyek spektruma nem tartalmaz hidrogénvonalakat I-es típusúaknak, amelyeké viszont igen, azokat II-es típusúaknak nevezzük (4. ábra) [3].

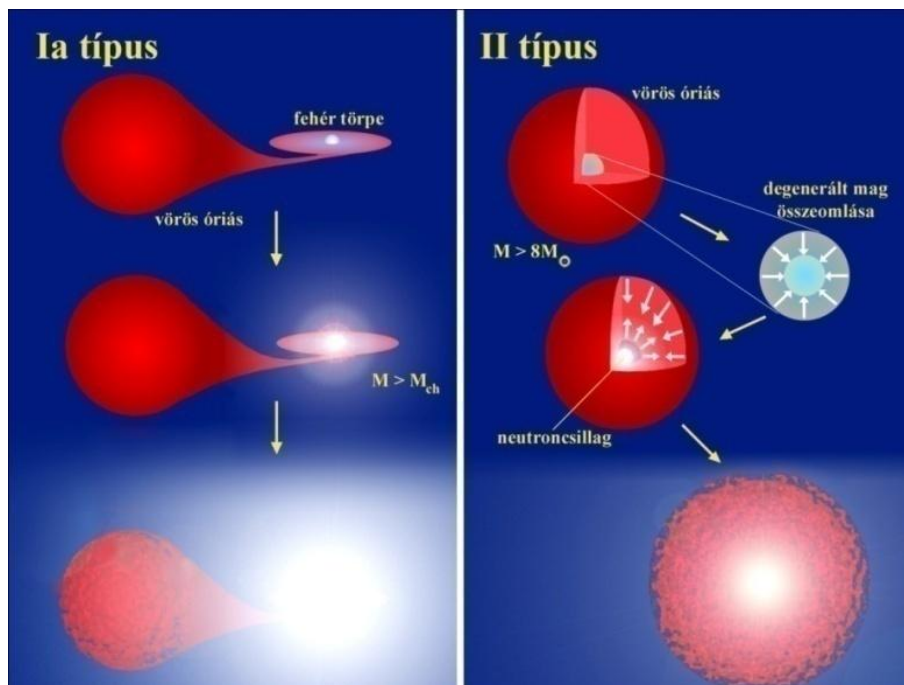


4. ábra Szupernóvák osztályozása és megkülönböztetésük [4].

2.1. I-es típusú szupernóvák

A spektrális jellemzőik alapján az I-es típusú szupernóvák további csoportokra oszthatók. Ha a színeképben jelen van az egyszeresen ionizált Si vonal, akkor Ia, ha nincs Si, de van He, akkor Ib, viszont ha a spektrum egyik elemet sem tartalmazza, akkor Ic típusú szupernóváról beszélünk. Az Ib és Ic típusú szupernóvák a II-es típusúakhoz hasonlóan, nagy tömegű csillagok összeomlása során keletkeznek, azonban ezek a csillagok még a robbanást megelőzően elveszítik a külső burkuk egy részét, feltehetőleg az erős csillagszél vagy egy társ csillag következtében. Az Ib típus esetében csak a külső hidrogénben gazdag héj dobódik le, az Ic típusnál azonban már a He-héj is hiányzik [5].

Az Ia típusú szupernóvák szülőcsillagai főként szénből és oxigénből álló fehér törpék. Ezekben az objektumokban már nem zajlik energiatermelés, az egyensúlyt az elfajult elektrongáz nyomása biztosítja. Az ilyen típusú szupernóvák esetében a fehér törpe egy szoros kettősrendszer tagja, és amikor a tömege meghaladja az ún. Chandrasekhar-féle határtömeget (kb. $1.44 M_{\odot}$), akkor termonukleáris robbanás következik be (5. ábra).



5. ábra A szupernóva-robbanás két alaptípusa és a robbanás lefolyása.
(forrás: astro.u-szeged.hu)

2.2. II-es típusú szupernóvák

A II-es típusú szupernóvák az 1. fejezetben ismertetett módon nagy tömegű csillagok összeomlása során (5. ábra) keletkeznek. Az ilyen típusú tranziensek a hirtelen felfényesedést követően lassú elhalványodásba kezdenek. A fénygörbe menete alapján a II-es típusú szupernóváknál két alcsoportot lehet elkülöníteni: a II-L esetben a fénygörbe lineáris csökkenést mutat, míg a II-P típusnál a fénygörbében megjelenik egy plató, amely a maximális fényesség elérése után kb. 100 napig figyelhető meg.

A II-es típuson belül színek alapján további alcsoportokat különítünk el. Ha a spektrumban olyan keskeny emissziós vonalak figyelhetők meg, amelyek egyáltalán vagy csak kis mértékben mutatnak P-Cygni vonalprofilot, akkor II_n típusú szupernóváról beszélünk. Emellett egy másik spektrálisan különleges csoportot alkotnak a II_b típusú szupernóvák. Ezek az objektumok a korai fázisban erős hidrogén vonalakat mutatnak, míg a kései fázisban a H-vonalak gyengülése mellett felerősödnek a He-vonalak.

2.2.3. II-es típusú szupernóvák fényváltozása

A csillag felrobbanása a lökeshullám felbukkanásától kezdve válik észlelhetővé, azaz a mag összeomlása és az azt követő burokledobódás a csillag belsejében zajlik. A felbukkanást követően a kifelé expandáló, ledobódó burok a magas hőmérsékletű lökésfront következtében sugározni kezd. Kezdetben a lökésfront mélyen, a csillag belsejében helyezkedik el, és mivel az ezt körülvevő sűrű közeg elnyeli és szórja a fotont, emiatt a sugárzás nem tud azonnal kijutni a csillag belsejéből, azaz a fotonok lassú diffúzióval terjednek.

A korai, fotoszférikus fázisban a II-es típusú szupernóvák fényesség-változása a lökésfront által fölfűtött burok belső energiájának kisugárzásából származik. Kezdetben a táguló burok elég sűrű és kellően a magas hőmérsékletű ahhoz, hogy benne a hidrogén ionizált állapotba kerüljön, aminek következtében a maradvány ebben a fázisban átlátszatlan lesz. Ennek következtében a csillag belsejében a hőmozgás miatti termikus energia nem jut ki a közegből, hanem adiabatikus tágulásra fordítódik. A szupernóva-robbanásban keletkező burok adott rétegének az expanziós sebessége arányos a középponttól mért távolsággal, azaz a maradvány homológ tágulást végez: $v(r) = v_{max} r/R_{max}$, ahol R_{max} a táguló burok maximális mérete, v_{max} ennek a rétegnek a tágulási sebessége, r pedig a középponttól mért távolság. A fotoszféra a robbanás időpillanatában még gyakorlatilag a felszínnél van. Azonban a homológ tágulás során a

leggyorsabban táguló külső részek gyorsabban hűlnek le, és a fotoszférában a hőmérséklet a hidrogén rekombinációs hőmérséklete alá csökken. Ekkor az opacitás hirtelen megváltozása miatt a rekombinációs zóna fölött átlátszóvá válik a közeg. Így az átlátszatlan térrész külső határa tekinthető fotoszférának, amely egy együttmozgó koordináta-rendszerben a rekombinációs fronttal együtt halad a maradvány centruma felé. A front mentén a hőmérséklet közelítőleg állandó és a burok egyre mélyebb rétegei válnak láthatóvá, viszont a fotoszféra konstans hőmérséklete miatt a mért fényesség alig változik. A szupernóva fénygörbéjének azt a szakaszát, ahol a burok tágulását pont kompenzálja a rekombinációs front befelé irányuló mozgása, plató fázisnak nevezzük, amely akkor ér véget, amikor a teljes hidrogénréteg rekombinálódik. Ekkor a maradvány gyakorlatilag teljesen átlátszóvá válik a szabad elektronok eltűnése miatt. Ha a robbanáskor a hidrogénburok nem elég vastag ahhoz, hogy a fotonok csapdázódjanak benne, akkor ez a plató nem jelenik meg, és a fénygörbe kezdettől fogva közel lineárisan fog csökkenni (II-L típusú szupernóva).

A plató fázist követően a teljes hidrogénburok hőmérséklete a rekombinációs hőmérséklet (5000-6000 K) alá csökken. A szabad elektronok eltűnése miatt a fotonok nem szóródnak tovább, vagyis a teljes maradvány kb. 100 napon belül átlátszóvá válik. Innentől kezdve, a késői ún. nebuláris fázisban a szupernóva fényessége magnitúdó skálán közel lineárisan csökken. Ekkor ugyanis a maradvány a robbanáskor keletkezett radioaktív elemek (^{56}Ni és ^{56}Co) bomlásából felszabaduló energiát sugározza ki. A nikkelt a plató fázis alatt szinte teljesen elbomlik, míg a kobalt kb. 30% megmarad. A nebuláris fázisban a konstans meredekségű fényesség-változást a kobalt radioaktív bomlása okozza, amely folyamat során elsősorban gamma-fotonok keletkeznek. Ezek a fotonok gyorsan elnyelődnek, termalizálódnak a maradványban és végül optikai fotonként sugárzódnak ki. A megfigyelhető fényesség-változás a radioaktív bomlás időbeli lefutását követi:

$$L \sim \frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} , \quad (4)$$

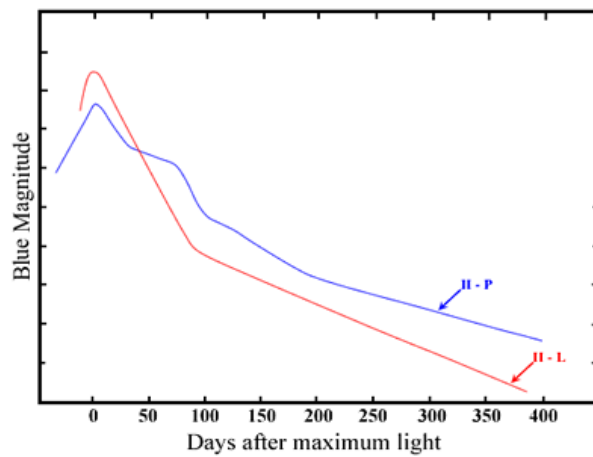
ahol dN/dt az egységnyi idő alatt elbomló kobaltatomok száma, N_0 a radioaktív nikkelt bomlásából keletkezett kobaltmagok száma, $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ a kobaltbomlás állandója, $T_{1/2}$ pedig a felezési idő. Amennyiben ezt a 4. egyenletet beírjuk a bolometrikus magnitúdó definíciójába, akkor:

$$m_{bol} \sim -2.5 \log_{10} L \sim \frac{2.5\lambda}{\ln 10} \cdot t , \quad (5)$$

amely deriváltjából pedig már egyértelműen megállapítható, hogy a fénygörbe meredeksége állandó lesz:

$$\frac{dm_{bol}}{dt} = \frac{2.5\lambda}{\ln 10} \approx 0.01 \text{ mag/nap} \quad (6)$$

A 6. ábrán a II-L és II-P típusú szupernóvák irodalmi fénygörbéi láthatók, ahol jól végigkövethetőek a fenn részletezett asztrofizikai folyamatok hatásai a fénygörbékre.



6. ábra II-es típusú szupernóvák osztályozása B szűrővel készült fénygörbék alapján. A többi szűrőben is hasonló a fénygörbe menete. (forrás: <http://astronomy.swin.edu.au>)

3. Felhasznált programok

Munkám során a szupernóvák fénygörbéinek előállításához két programot használtam fel. Az egyik segítségével nagy tömegű csillagok modellezését, míg a másikkal ezen csillagok robbanását és a közben létrejövő fényesség-változást vizsgáltam meg.

3.1. MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics)

A MESA egy nyílt forráskódú, 1-dimenziós csillagfejlődés modellezésére alkalmas programcsomag. A beépített matematikai és fizikai modulok felhasználásával képes a szimulációk széles paraméter-tartományon történő alkalmazására, vagyis a program egészen kis tömegű barna törpék és nagy tömegű óriáscsillagok kezelésére is megfelel. Amíg egyes modulok a matematikai számításokat numerikus módszerek felhasználásával végzik el, addig más modulok a csillagok fizikai tulajdonságaival kapcsolatos összefüggéseket adják meg.

A modellezés során lehetőségünk van módosítani az opacitást, a magreakciókat, a kémiai elemek diffúziós paramétereit és az atmoszféra határfeltételeit. Ezen kívül figyelembe vehetjük a csillagok mágneses terét, differenciális rotációját, a konvekciót, valamint a keveredést is [6]. Munkám során a fémességet, a konvekciót és a csillagszél típusát változtattam meg.

Egy csillag kémiai összetételét az egyes elemek tömegarányával lehet jellemezni. Az X , Y , Z ($X+Y+Z=1$) relatív gyakoriságokat a csillag teljes tömegének (M_{teljes}) arányában adjuk meg:

$$X = \frac{M(H)}{M_{teljes}}, \quad (7)$$

$$Y = \frac{M(He)}{M_{teljes}}, \quad (8)$$

$$Z = \frac{M_{teljes} - (M(H)+M(He))}{M_{teljes}}, \quad (9)$$

ahol $M(H)$ a hidrogén és $M(He)$ a hélium tömegaránya, X a hidrogén, Y a hélium, Z pedig a héliumnál nehezebb elemek, asztrofizikai szóhasználattal fémek aránya. Hogy fémekből mennyit tartalmaz a csillag, azt a fémesség fogalmával jellemezzük. A fémességet (Z)

százalékos értékben szokás megadni. A Napra vonatkozóan ezek az adatok a következők: $X=0.70$, $Y=0.28$, $Z=0.02$.

A konvekció az energiaterjedés azon formája, amely a csillaganyag részecskéinek áramlása során megy végbe. A plazmában konvekciós cellák jönnek létre, amelyek a mélyebben lévő, melegebb tartományokból a magasabban elhelyezkedő, hidegebb rétegekbe emelkedve hőenergiájukat leadják, majd visszasüllyednek, és a folyamat újratekődik. Ennek feltétele, hogy a cella melegebb legyen, mint a környezete, ami akkor teljesülhet, ha az adiabatikusan elzárt tömegelem hőmérséklet-gradiensének abszolút értéke kisebb, mint a környezeté:

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{ad} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_{körny} \quad (10)$$

A feltétel egy alternatív alakban felírva: $\nabla_{ad} < \nabla_{körny}$, ahol $\nabla = \frac{d \ln T}{d \ln P}$. (11)

Ez a Schwarzschild-féle konvekciós kritérium csak kémiai homogénnek tekinthető anyagra érvényes. Előfordulhat azonban, hogy kémiai inhomogenitás van jelen a közegben, ekkor a Ledoux-féle konvekciós kritériumot kell használni. Az inhomogén kémiai összetételt egy $\nabla_{\mu} = d \ln \mu / d \ln P$ paraméterrel és a ϕ , δ termodinamikai együtthatókkal vesszük figyelembe, amely miatt az 10. egyenlet a következőképpen alakul [7]:

$$\nabla_{körny} > \nabla_{ad} + \frac{\phi}{\delta} \nabla_{\mu} \quad (12)$$

Annak ellenére, hogy a MESA egy hidrosztatikus kód, figyelembe tudjuk venni általa a csillagok dinamikai tömegvesztését is. Ez az objektum teljes tömegét változtatja, ami befolyásolja a csillagok fejlődését mind a felszínen, mind a magban. A csillagszél töltött részecskék plazmaáramából és mágneses térből áll. Főként nagyenergiájú elektronokat és protonokat tartalmaz, amelyek a csillag felső atmoszférájából, a csillag gravitációját legyőzve lökődnek ki. A MESA-val különböző típusú csillagszeleket paraméterezhetünk. Munkám során "Dutch"- és "de Jager"-féle csillagszelet használtam. A "de Jager" típusú tömegvesztés [8] tipikusan alacsony hőmérsékletnél ($T_{\text{eff}} < 10^4$ K), a HRD egész tartományában használható. Ezzel szemben a "Dutch" típusú csillagszél [9] kifejezetten nagy tömegű csillagokra, azonban minden hőmérséklet tartományon alkalmazható, és emellett figyelembe veszi a csillag legkülső rétegeinek hidrogéntartalmát is. Mindkét esetben az $\eta=0.8$ értékű tömegvesztési koefficiens a nem forgó

csillagmodellekhez alkalmas választás [10]. Az η a szél és a sugárzás lendületvesztésének arányszámát jelöli. Ez a tömegvesztési koefficiens a következő egyenlettel definiálható:

$$\eta = \frac{\dot{M} v_{\infty}}{L/c}, \quad (13)$$

ahol \dot{M} a tömegvesztési arány, ami erősen függ a fényességtől és a kémiai összetételtől, v_{∞} a végsebesség, L a fényesség, c a fénysebesség [11]. Az egyes csillagtípusokra az értékeket a cikkben (Nugis & Lamers, 2000) foglalt táblázatok alapján vettem figyelembe.

3.2. SNEC (SuperNova Explosion Code)

Az SNEC egy szintén nyílt forráskódú programcsomag, amely megoldja a kollapszár szupernóvák táguló burkában lejátszódó hidrodinamikai és egyensúlyi sugárzási diffúziós egyenleteket. Ezen kívül a program a rekombinációs hatásokat és a radioaktív nikkelt jelenlétét is figyelembe veszi. Egy, például a MESA segítségével létrehozott modellcsillagot és a robbanási energiát megadva, a SNEC meghatározza a szupernóva bolometrikus fénygörbét, továbbá fekete test közelítésben megadja az egyes szűrőkben bekövetkező fényesség-változások időbeli lefutását is.

A program Lagrange-formalizmusban (az idő mellett a tömeget tekinti független változónak), gömbszimmetriát és radiatív energiatranszportot feltételezve oldja meg a hidrodinamikai egyenleteket:

- kontinuitási egyenlet: $\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}$ (14)

- energiaegyenlet: $\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{P}{\rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial t} - 4\pi r^2 Q \frac{\partial v}{\partial m} - \frac{\partial L}{\partial m} + \epsilon_{Ni}$ (15)

- mozgásegyenlet: $\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{Gm}{r^2} - 4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} - 4\pi \frac{\partial(r^2 Q)}{\partial m}$ (16)

Ahol $m = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr'$ a tömegkoordináta, r a sugár, t az idő, ρ a tömegsűrűség, ϵ a fajlagos belső energia (egységnyi tömegre vonatkoztatott energia), P a nyomás, $v = \partial r / \partial t$ az anyag sebessége, Q a viszkozitás, ϵ_{Ni} a radioaktív nikkelt fajlagos energiatermelési rátája és G a gravitációs állandó. Ebben az esetben a luminozitás a következőképpen definiálható:

$$L = -(4\pi r^2)^2 \frac{\lambda a c}{3\kappa} \frac{\partial T^4}{\partial m}, \quad (17)$$

ahol a a sugárzási konstans, c a fénysebesség, κ a Rosseland-féle átlagos opacitás, λ pedig egy hőmérséklettől, sűrűségtől és opacitástól függő konstans.

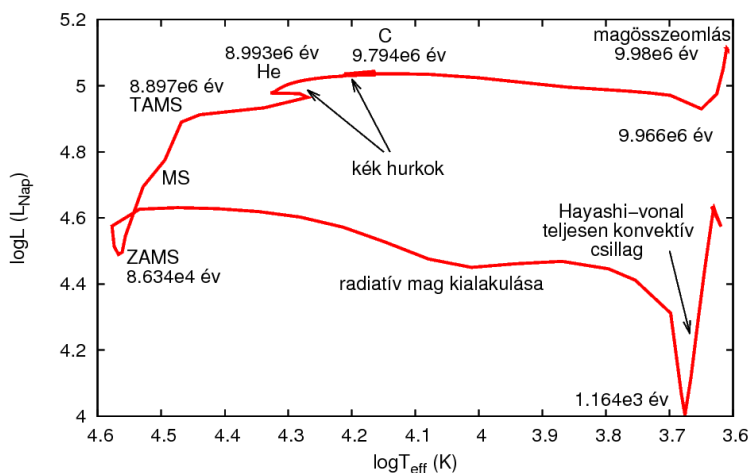
A program által kiszámított bolometrikus luminozítás két részből tevődik össze. Egyrészt a 17. egyenlettel leírható fényességből, másrészt a ^{56}Ni bomlásából származó gamma-fotonok közegben történő elnyelődése miatt kialakuló luminozításból.

4. Eredmények

4.1. Csillagmodellek

Az általam készített modellekben nagy tömegű csillagokat ($M > 8 M_{\odot}$) vizsgáltam, a főszorozat előtti állapottól kezdve egészen a vasmag összeomlásáig. A futtatási eredmények ellenőrzése nagyon fontos volt, mivel a MESA az esetek nagy részében, az instabil modelleket leszámítva, létrehozta az általunk paraméterezett csillagokat, még ha azok nem is tekinthetőek fizikailag értelmes konfigurációknak.

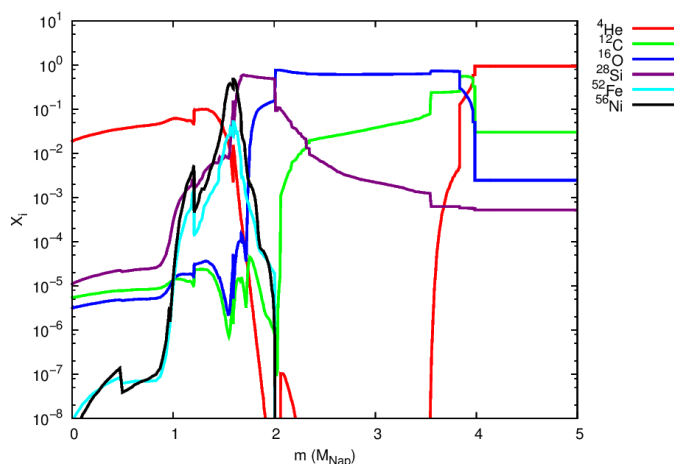
Első lépésként ilyenkor a HRD-ket érdemes megvizsgálni. A fenti diagramokkal (1., 2. ábra) történő összehasonlításból megállapítható, hogy az általam létrehozott csillag HRD-je (7. ábra) visszaadja az irodalmi görbéket. Továbbá az is látszik ezen a grafikonon, hogy az 1. fejezetben bemutatott különböző csillagfejlődési állapotok jól elkülöníthetők, illetve a MESA kimeneti fájljai alapján az is kiszámolható, hogy az adott állapotot mennyi idő alatt éri el a vizsgált objektum.



7. ábra $17 M_{\odot}$ tömegű csillag fejlődési állapotait mutató HRD.

A HRD-k összehasonlítása mellett egy jó ellenőrzés lehet még a csillag kémiai összetételének vizsgálata, mivel a csillag tömegétől függően különböző kémiai elemek fúziója játszódik le a magban. Ezért például egy $20 M_{\odot}$ csillag esetén a mag összeomlását megelőzően a jellegzetes hagymahéj-szerkezet áll elő. A 8. ábrán látható, hogy a csillagfejlődés ilyen előrehaladott állapotában hidrogén már egyáltalán nincs a magban. Ezzel szemben sok hélium található a mag belső részében, mivel a vasmag összeomlása előtt a fotodisszociáció következtében a vasatomok héliummagokra bomlanak. Az

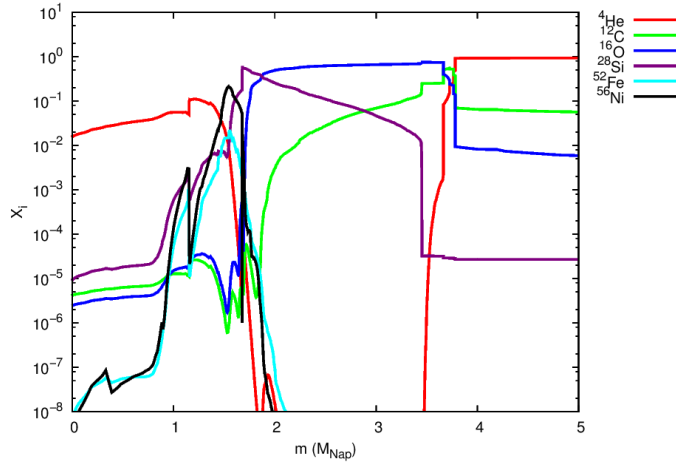
abundancia diagram jól tükrözi a csillagfejlődés különböző szakaszainak elméleti hátterét, mint ahogy az a csillagmag összeomlása előtti pillanatban is látható.



8. ábra $20 M_{\odot}$ tömegű csillag kémiai összetétele a vasmag összeomlása előtti időpillanatban. X_i különböző kémiai elemek tömegszázaléka, m a tömegkoordináta, $Z=0.02$.

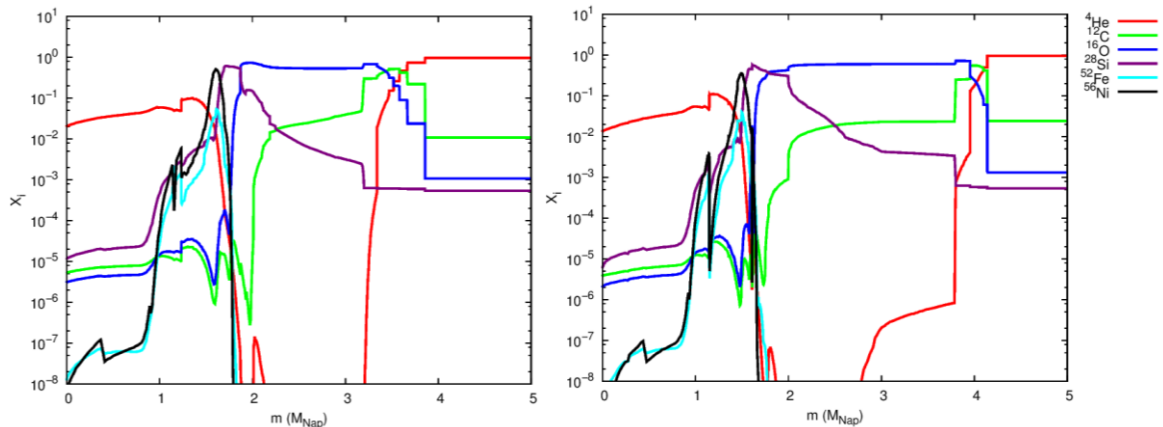
Ha megvizsgáljuk a csillag magjában lejátszódó folyamatokat, illetve az ott kialakuló kémiai összetételt, akkor fontos információkat szerezhethetünk arról, hogy az adott égitest a fejlődés melyik szakaszában van éppen, valamint arra is következtethetünk, hogy milyen lesz a csillag végállapota.

A mellékelt 8-9. ábra abundancia grafikonjáról leolvashatóak a $Z=0.02$ és a $Z=0.001$ fémességérték alkalmazása mellett megfigyelhető különbségek. A különböző kémiai elemeket reprezentáló színes görbék alakjában bekövetkező változások fémszegény csillag esetében kevésbé élesek, és az átmenetek is finomabbak. Ezzel szemben szoláris fémesség esetén az egyes elemekben bekövetkező apróbb változások is jól láthatók a görbék menetén. A kémiai elemek tömegszázalékát megvizsgálva az látszik, hogy a legnagyobb különbség a két modell között a szilícium esetében mutatható ki. A $Z=0.02$ fémességnél nagyobb a szilíciumtartalom, és közel egy nagyságrend eltérés figyelhető meg az abundancia görbén a konstans szakaszok között. Ennek egy lehetséges magyarázata lehet a protocsillagot szülő molekulafelhőben jelenlévő por mennyisége. Abból, hogy a MESA szimulációikban a csillagot a protocsillag állapottól kezdve nagyobb fémességértékkel modelleztem, arra lehet következtetni, hogy a molekulafelhőben megtalálható port alkotó szilikátok jelentősebb mennyiségben épültek be a protocsillag anyagába. Ez a többletmennyiség mutatkozhat meg a vasmag összeomlása előtti időpillanatról készült abundancia diagramon (8. ábra) is.



9. ábra $20 M_{\odot}$ tömegű csillag kémiai összetétele a vasmag összeomlása előtti időpillanatban. X_i a különböző kémiai elemek tömegszázaléka, m a tömegkoordináta, $Z=0.001$.

A 10. ábra a Ledoux- és a Schwarzschild-féle konvekciós feltétel következtében létrejövő kémiai összetételbeli különbségeket mutatja közvetlenül a vasmag összeomlását megelőző időpillanatban. A Ledoux-féle konvekció esetében a csillag középpontjához közelebb, a belső magban kicsit nagyobb tömegszázalékkal rendelkeznek a különböző kémiai elemek, valamint az egyes elemfeldúsulási rétegek is kissé kifelé tolódva és kiszélesedve jelennek meg. Mivel a Ledoux-konvekció figyelembe veszi a kémiai elemek átlagos molekulásúlyát is, vagyis a csillag kémiai összetételét, ezért a konvekció során végbemehet az anyag felkeveredése, amely magyarázatul szolgálhat a fent említett jelenségre.



10. ábra $20 M_{\odot}$ tömegű csillag kémiai összetétele a vasmag összeomlása előtti időpillanatban. X_i a különböző kémiai elemek tömegszázaléka, m a tömegkoordináta, $Z=0.02$. A bal oldali diagram Ledoux-féle, a jobb oldali pedig Schwarzschild-féle konvekció.

A következő (1.-4.) táblázatokban az eltérő csillagszél beállítások és különböző konvekciós típusok hatását hasonlítottam össze a robbanás során ledobott anyag tömege (M_{ej}), a csillagsugár (R) és az effektív hőmérséklet (T_{eff}) szempontjából. A táblázatokban az adott konfigurációra jellemző paraméterek az η és az α . Ezek közül az η a csillagszél tömegvesztési koefficiensét adja meg. Ezzel szemben az α a konvekció keveredési hosszát, vagyis azt az úthosszat jelöli, amely alatt a konvektív cella még képes fennmaradni a környezettel való elkeveredés nélkül.

A vizsgálatok során a ledobott anyag tömegét a következőképpen definiáltam:

$$M_{ej} = M_{MESA} - M_{NS} \approx M_{MESA} - 1.5M_{\odot}, \quad (18)$$

ahol az M_{MESA} a MESA-ban kezdeti paraméterként megadott csillagtömeg, az M_{NS} pedig a szupernóva-robbanást követően visszamaradt neutroncsillag tömege, amelynek tipikus értéke $1.5 M_{\odot}$. Így a robbanásnál ledobott anyag tömegének meghatározásakor a kompakt objektum tömege mellett a csillag tömegvesztését, azaz a fejlődés során a csillagszél hatására elvesztett tömeget is figyelembe kell venni. Végeredményben tehát a maradvány tömege, amiben a lökéshullám terjed, a progenitor és a robbanáskor kialakuló neutroncsillag tömegének különbsége lesz.

A 1. és 2. táblázatokból látható, hogy a "de Jager"-féle csillagszél jelentősebb tömegvesztést eredményez, mint a "Dutch"-féle. Továbbá az utóbbi esetben a vörös óriáságot követően a csillag sugara kisebb, de az effektív hőmérséklet nagyobb értéket vesz fel. Ennek a különbségnek a magyarázata az lehet, hogy a modellekben a csillagszél csak a vörös óriáság elérése után indul be. Ezt az elképzelést támasztja alá az is, hogy a fősorozaton a csillagok sugara és az effektív hőmérséklete kb. ugyanakkora, hiszen ekkor még nincs csillagszél.

η	$M_{ej} (M_{\odot})$	$R (R_{\odot})$	$T_{eff} (K)$
0.4	18.309	201.810	7861
0.6	18.218	177.001	8386
0.8	18.122	147.316	9224
1.0	18.028	205.341	7747

1. táblázat "Dutch"-féle szél

η	$M_{ej} (M_{\odot})$	$R (R_{\odot})$	$T_{eff} (K)$
0.8	17.721	266.441	6803
1.0	17.624	214.838	7527
1.5	17.117	504.759	4744
1.6	16.766	803.853	4088
1.7	16.922	510.625	4712

2. táblázat "de Jager"-féle szél

A 3. és 4. táblázat összehasonlításából látszik, hogy a Ledoux-féle konvekció használatával nagyobb méretű és kisebb effektív hőmérsékletű csillagokat kapunk, mint a Schwarzschild-kritérium alkalmazásánál. Viszont az $\alpha=1.6$ -nál közel egyező értékeket kapunk a két konvekciós beállítással. Ezen kívül az is megfigyelhető, hogy a ledobott anyag tömegére nincs hatással a konvekció típusának megváltoztatása.

α	$M_{ej} (M_{\odot})$	$R (R_{\odot})$	$T_{eff} (K)$
1.0	18.5	1285.636	3277
1.2	18.5	1141.437	3455
1.4	18.5	1034.033	3625
1.6	18.5	951.431	3779
1.8	18.5	889.533	3928
2.0	18.5	833.961	4059

3. táblázat Ledoux-féle konvekció

α	$M_{ej} (M_{\odot})$	$R (R_{\odot})$	$T_{eff} (K)$
1.0	18.5	214.277	7682
1.2	18.5	144.543	9415
1.4	18.5	167.131	8697
1.6	18.5	998.519	3762
1.8	18.5	559.267	4473
2.0	18.5	125.481	10090

4. táblázat Schwarzschild-féle konvekció

4.2. SNEC adatok és szupernóva fénygörbék

A mag összeomlása során nagyságrendileg 10^{55} erg potenciális energia szabadul fel, amely bőven elég lenne ahhoz, hogy szétszórja a teljes csillagot. Azonban ennek az energiának nagy része elveszik különböző energiabefektetést igénylő fizikai folyamatok következtében. Például a kollapszus során felszabaduló energia egy része a fotobomlás és a vasnál nehezebb elemek fúziója emészti fel. A másik, jelentősebb részét a keletkező neutrínók viszik el, amelyek nagy része kölcsönhatás nélkül jut ki a csillagból. A megmaradó energia pedig a csillag külső rétegének ledobódására fordítódik, így a kisugárzott energia nagyságrendileg 10^{51} erg lesz.

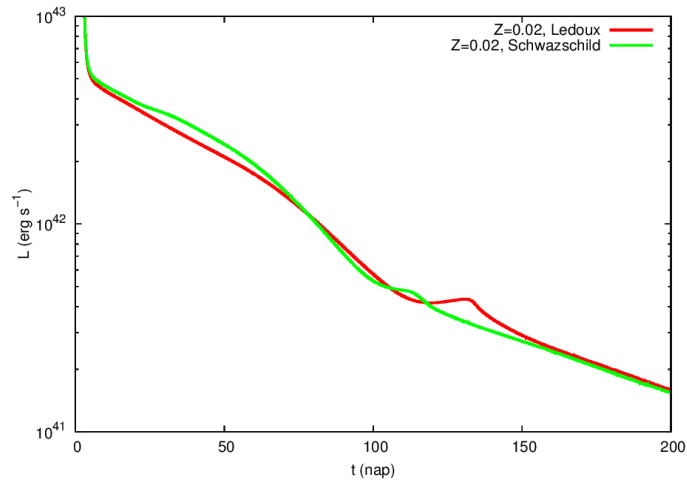
Az SNEC-ben a robbanások típusaként ún. "thermal bomb", azaz termikus robbanást adtam meg. Ebben az esetben a betáplált robbanási energia egy exponenciális profil mentén oszlik el a mag kis környezetében. A "thermal bomb" sémában az SNEC úgy határozza meg a betáplált teljes energiát, hogy egy, a programban eleve definiált energiából levonja a felhasználó által megadott robbanási energiát és a kettő különbségét táplálja be a rendszerbe [12]. A modellekhez megadott robbanási energia minden esetben 10^{51} erg volt, és ebből az SNEC az 5. táblázatban látható $E_{teljes} \approx 2 \cdot 10^{51}$ erg értéket határozta meg.

modell	$M_{kezdeti}$ (M_{\odot})	$R_{kezdeti}$ (R_{\odot})	Z	E_{teljes} (10^{51} erg)	$T_{breakout}$ (sec)	konvekció $\alpha=2$	szél $\eta=0.8$
1.	20	1079.436	0.02	2.015	200219.412	Ledoux	-
2.	20	1101.213	0.02	1.818	208612.145	Schwarzchsild	-
3.	20	72.022	0.001	1.988	4964.874	Schwarzchsild	-
4.	18.49	1101.132	0.02	2.058	199457.486	Schwarzchsild	Dutch

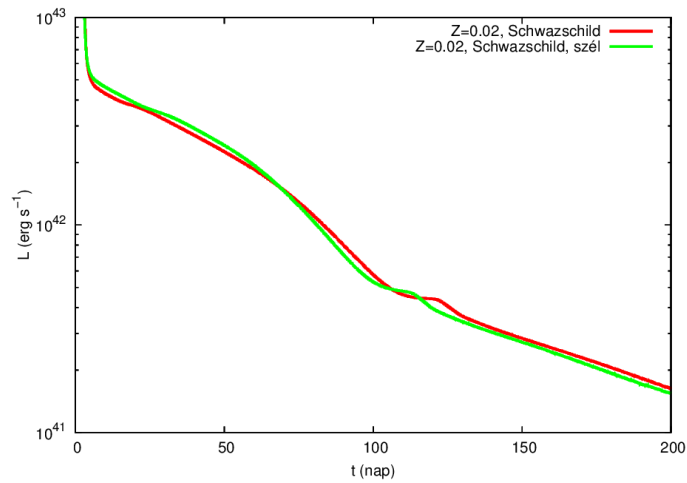
5. táblázat A modellek SNEC paramétereit

A csillag burkának ledobódása során létrejövő lökeshullám felbukkanásának ideje jelentősen függ a fémességtől, azaz a kémiai összetételtől. Alacsonyabb fémességték mellett a lökeshullám hamarabb jelenik meg, mint nagyobb fémtartalomnál (5. táblázat). Vagyis az SNEC modellek alapján megállapítható, hogy az elméleti megfontolásokkal összhangban egy kisebb sűrűségű csillag robbanása hamarabb detektálhatóvá válik, mint egy nagyobb fémtartalommal rendelkező csillagé.

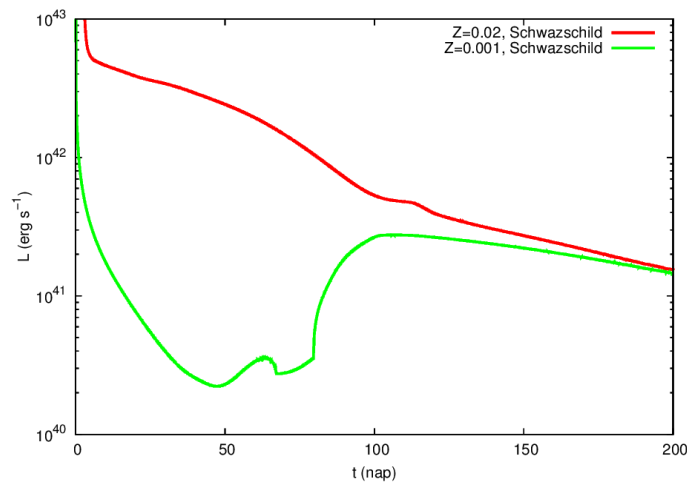
A 11.-13. grafikonok segítségével igyekszem bemutatni a II-es típusú szupernóvák irodalmi fénygörbéinek és az SNEC-vel kapott, különböző modellcsillagok fényesség-változásának összehasonlítását, és a fellelhető különbségek lehetséges okait.



11. ábra Konvekció hatása a fénygörbe menetére (1. és 2. modell).

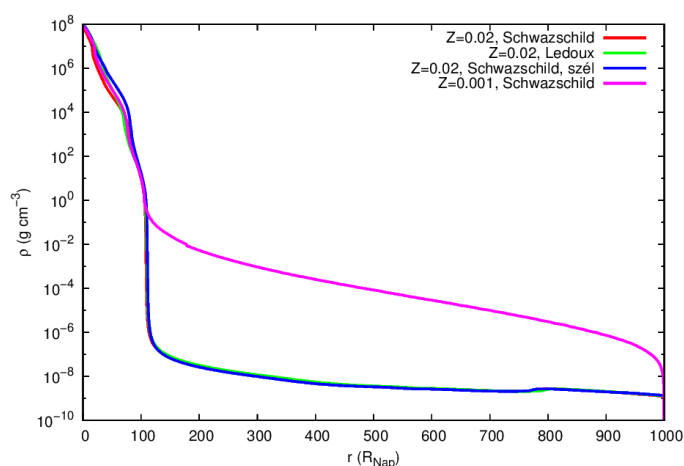


12. ábra Csillagszél hatása a fénygörbe menetére (2. és 4. modell).



13. ábra Fémesség hatása a fénygörbe menetére (2. és 3. modell).

A 6. ábrán látható irodalmi görbék és a modellezett fénygörbék összevetéséből az látható, hogy a 3. modell kivételével II-L típusúak, de egy kissé platós jelleget mutatnak. Tipikusan egy II-P szupernóva fénygörbéje meredek törést mutat a plató fázist követően, ami hiányzik ezekből a fénygörbékből. Továbbá a 6. ábra alapján a plató fázis hossza kb. 50-70 nap, jelen esetben azonban ez 100-150 nap körüli értéket mutat. A modellezett csillagok esetében feltételezhető, hogy kissé vastagabb a hidrogénburok, mint egy tipikus II-L szupernóvánál, és emiatt jelenhettek meg eltérések az irodalmi görbékhez képest. A 3. modell egy különleges menetű fénygörbét mutat, amelynek oka az alacsony fémesség lehet. A 14. ábrán a 3. modell sűrűsége, az eltérő fémességéből adódóan, jelentős eltérést mutat a többi görbéhez képest. A lökésfront által fölfűtött burok olyan nagy sűrűségű, hogy csak nagyon lassú diffúzióval tudja kisugározni a termikus energiáját. Azonban a burok lassú sűrűségcsökkenésének és a maradvány tágulásának következtében a burok idővel mégis teljesen átlátszóvá válik, és így végül a fényesség is megnövekszik.



14. ábra Különböző modelles csillagok sűrűsége a sugárkoordináta függvényében.

Ellentétben a fémességgel a csillagszél jelenléte és a konvekció típusának változtatása nem mutat szignifikáns eltérést a fénygörbe menetében (11.-12. ábra).

A modellezett fénygörbékben, nagyjából a fotoszférikus fázisban megjelenő rövid idejű és kisebb mértékű felfényesedés pontos okát nem sikerült kiderítenem, de elképzelésem szerint ezt a jelenséget az opacitás hirtelen megváltozása okozhatja, amely esetleg valamely kémiai elem feldúsulásával hozható kapcsolatba. Ahogy az a 11. és 12. diagramokon is látható, ez a visszafényesedés kb. 100-150 nap között jelenik meg és ennek a púpnak a nagyságára és megjelenésének idejére a szél jelenléte és a konvekció típusa is hatással van. A keveredés olyan szempontból hatással lehet a megjelenésére, hogy más

kémiai elemek kerülnek a közegbe, és ezáltal más lesz az adott térrészben az átlagos molekulásúly.

Összességében a modellezett fénygörbékről az mondható el, hogy kb. 100 napig a lineáristól kissé eltérő fényességcsökkenés figyelhető meg, valamint nem túl markáns, de kissé platós jelleg is észrevehető bennük. Ezután mindegyik modellben megjelenik egy kisebb fényességnövekedés, és ettől kezdve a fénygörbe határozottan a II-L típusú szupernóvákra jellemző menetet mutat.

Összefoglalás

Munkám során áttekintettem a nagy tömegű csillagok fejlődését egészen a szupernóva-robbanások kialakulásáig. Ezután bemutattam a modellezéshez használt programokat. Majd a MESA által létrehozott adatok felhasználásával elemeztem a csillagszél és a konvekció hatását a tömegvesztésre. Továbbá megvizsgáltam a modellcsillagok kémiai összetételét a vasmag összeomlása előtt. Azt tapasztaltam, hogy a konvekció típusának és a fémesség értékének megváltoztatása nem okoz jelentős módosulást az abundancia diagramokban. Következő lépésként az SNEC segítségével és a MESA modellek felhasználásával létrehoztam a szupernóva-robbanások fénygörbéit. Ezek elemzéséből az derült ki, hogy a csillag fémességének és sűrűségének változtatása szignifikáns eltéréseket okoz a fénygörbék menetében, ezzel szemben a konvekció típusa és a csillagszél hatása gyakorlatilag elhanyagolható. Az általam $Z=0.02$ fémesség mellett létrehozott csillagok szupernóva-robbanása lényegében II-L típusú fényesség-változást mutat, azonban a fotoszférikus fázis fénygörbéjének menete magnitúdó skálán nem teljesen lineáris, hanem a meredeksége kb. 100 nappal a robbanás után kissé lecsökken a korai szakasz fényességcsökkenési üteméhez képest.

Irodalomjegyzék

- [1] K. Szatmáry, J. Vinkó, Á. L. Gergely, Z. Keresztes, 2013, *Asztrofizika. Elektronikus segédanyag a csillagász MSc és a fizikus MSc asztrofizika modul végző hallgatók számára.*
- [2] B. W. Carrol & D. A. Ostlie, 2007, *Az Introduction of Modern Astrophysics* (Pearson Addison-Wesley, San Francisco)
- [3] L.A.L. da Silva, 1993, *Ap&SS*, 202 (2): 215
- [4] E. Cappellaro & M. Turatto, 2001, *Supernova types and rates. The influence of binaries on stellar population studies* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht)
- [5] A. V. Filippenko, 1997, *ARA&A*, 35, 309
- [6] B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, et al., 2011, *ApJS*, 192
- [7] M. Gabriel, A. Noels, J. Montalbán, 2014, *A&A*, 569
- [8] C. de Jager, H. Nieuwenhuijzen, K. A. van der Hucht, 1988, *A&AS*, 72, 259
- [9] E. Glebbeek, S. E. de Mink, O. R. Pols, et al., 2009, *A&A*, 497, 255
- [10] A. Maeder, G. Meynet, 2001, *A&A*, 373, 555
- [11] T. Nugis, H. Lamers, 2000, *A&A*, 360, 227
- [12] V. Morozova, A. L. Piro, M. Renzo, et al., 2015, *ApJ* 814, 63

Nyilatkozat

Alulírott Erdei Elvira Szilvia, csillagász MSc szakos hallgató, kijelentem, hogy a diplomadolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat, (szakirodalom, eszközök, stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy diplomamunkámat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

Szeged, 2016. május 12.

.....
hallgató aláírása

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek, amiért lehetőséget biztosított dolgozatom megírásához. Köszönöm, hogy tanácsaival és támogatásával hozzájárult szakmai fejlődésemhez. Az évek alatt sokat tanulhattam tőle.

Köszönet illeti Nagy Andreát, aki a munkám folyamán hasznos tanácsokkal látott el. Segítőkézségével és dolgozatom alapos, korrekt átnézésével alapvetően hozzájárult dolgozatom elkészüléséhez. Köszönöm a rengeteg segítséget, időt és türelmet, amit rám áldozott.

Valamint szeretném még megköszönni családomnak, hogy támogattak, meghallgattak és mellettem álltak.